

This Page Is Inserted by IFW Operations  
and is not a part of the Official Record

## **BEST AVAILABLE IMAGES**

Defective images within this document are accurate representations of the original documents submitted by the applicant.

Defects in the images may include (but are not limited to):

- BLACK BORDERS
- TEXT CUT OFF AT TOP, BOTTOM OR SIDES
- FADED TEXT
- ILLEGIBLE TEXT
- SKEWED/SLANTED IMAGES
- COLORED PHOTOS
- BLACK OR VERY BLACK AND WHITE DARK PHOTOS
- GRAY SCALE DOCUMENTS

**IMAGES ARE BEST AVAILABLE COPY.**

**As rescanning documents *will not* correct images,  
please do not report the images to the  
Image Problem Mailbox.**

19 FEDERAL REPUBLIC OF GERMANY

GERMAN PATENT OFFICE

12 **Offenlegungsschrift**  
[*patent laid open to public inspection*]

11 **DE 38 33 604 A1**

51 Int. Cl.<sup>5</sup>:  
H 01 J 33/00  
H 05 H 1/26  
H 01 J 3/04  
H 01 J 3/02

21 Application No.: P 38 33 604.9  
22 Filing date: 3.10.88  
43 Date laid open to public inspection: 5.4.90

71 Applicant:  
Riege, Hans, Dr. 8220 Traunstein, DE

72 Inventors: Riege, Hans, Dr., 8220 Traunstein, DE; Gundel, Hartmut, Dipl.-Phys., 8551 Waischenfeld, DE; Zioutas, Konstantin, Dr., Meyrin, Geneva, CH

54 A pulsed particle source based on a ferroelectric, the polarisation of which is rapidly reversible.

## Description

5 This invention relates to a source for pulsed particle beams according to the precharacterising clause of claim 1.

Particle beams are widely employed in science and technology. Examples thereof include electron beams for the generation of electromagnetic waves in transmitting tubes, magnetrons, klystrons, X-ray tubes and free electron lasers. Electron beams are used in  
10 accelerators for scientific purposes and to produce synchrotron radiation. Their application in material processing for welding, cutting and drilling should also be mentioned. Moreover, electrons are an excellent medium for the pre-ionisation of gas lasers (e.g. excimer lasers) and other gas discharges (e.g. high-power, low-pressure gas switches).

15 Ion beams are used in accelerators for scientific and medical purposes (e.g. for the irradiation of tumours). Industrial applications of ion beams include the production of isotopes, and light and heavy ion fusion. For inertial fusion in tokomaks, ions are converted into neutral beams by means of which the fusion plasma is heated.

20 One of the conventional methods of producing electron beams is based on the extraction thereof from solid surfaces which are negatively charged (cathode). The accelerating effect of the external electric field is assisted by heating the surface (thermionic emission) or via photoelectric excitation by bombardment with short-wave light (from lasers or flashlamps), or by a combination of the two latter effects. The aforementioned types of electron  
25 production are critically influenced by the potential distribution on the surface of the solid. For example, Figure 1a shows the distribution of the electrical potential for a metallic conductor (*CO*). During emission, a potential threshold or work function *W* from about 1 to 10 eV (dependent on the material) has to be overcome when the electrons emerge from the conduction band (*CB*). Consequently, high electrical accelerating fields have to be combined  
30 with high surface temperatures, or sensitive (photocathode) materials with a low work function have to be used. The attainable beam current densities and emittances are critically impaired thereby. Moreover, it is necessary to employ a high vacuum (pressure less than  $10^{-9}$  bar), since otherwise gas adsorption increases the work function. This applies in particular to

photocathodes, from which a maximum of  $500 \text{ A/cm}^2$  can currently be extracted by laser irradiation.

5 A second method of producing electron beams is the extraction thereof from a low pressure plasma. The pseudo-spark source can be quoted as a example thereof (German Patent Specification 28 04 393 C2). Using this source, electron beams of 30 to 40 eV with current densities of  $10^5 \text{ A/cm}^2$  and emittances of  $10^{-6}$  mrad can be achieved. The applicability of this arrangement is limited, since no success has up to now been achieved in accelerating these electron beams further.

10 The field emission of electrons, e.g. in the field emission electron microscope, can be cited as an example of the latter method.

15 Ions are also normally extracted by suction from a low pressure plasma or an arc discharge, by means of an accelerating field. However, the high mass of ions results in a high beam emittance, i.e. in a poor brilliance. Moreover, the current densities are less than those achieved for electrons.

20 There is considerable interest in improving the intensity (current density) and quality (emittance) of particle sources in all the aforementioned fields of application. In conventional methods, further progress is restricted by the amplitudes of the electric fields which can be employed and by the surface temperatures which can be tolerated, and, for the photo-effect, by the quantum yield and surface sensitivity. A method which is not impeded by the existence of a potential threshold at the surface is therefore capable of providing order  
25 of magnitude improvements.

30 The present invention relates neither to a particle source which operates based on the principle of the extraction of particles from surfaces over a potential threshold, nor to a source in which the particles are extracted singly, by suction, from an ionised volume of gas. Rather, the present invention is based on a method which makes it possible to extract particles from the surface of ferroelectric materials without a work function having to be overcome. General methods of this type are disclosed in French Patent Application No. 88 08 636, filed at the INPI in Paris, France. The present invention defines arrangements which are capable of producing pulsed particulate radiation for the purposes of the specific

applications described above. A ferroelectric body spontaneously polarises electrically, even without the application of an external electric field (see, for example, Monograph on Physics: "Principles and Applications of Ferroelectrics and Related Materials", M.E. Lines and A.M. Glass, Clarendon Press, Oxford, 1977). Both for single crystals and for polycrystalline materials (e.g. perovskite ceramic), the average spontaneous polarisation  $\vec{P}_s$  can be produced in a defined direction, e.g. perpendicularly to the surface of the body (left part of Figure 1b). The polarisation  $\vec{P}_s$  is coupled to an equivalent surface charge density which is illustrated by the bold plus and minus signs in Figure 1b. The charge densities which occur in ferroelectrics (*FE*) are so high that there is immediate neutralisation by external and internal charge carriers (e.g. electrons *SE* or electron holes *SH*). In this situation, the binding energy  $A$  of electrons to the surface is considerably less than the work function  $W$  for photocathodes or metals.

If success is then achieved in rapidly reversing the polarisation  $\vec{P}_s$ , the screening charges *SE* and *SH* are momentarily released. Without being impeded by a potential threshold, the screening electrons are themselves repelled, so to speak, by the surface, whilst the other side of the *FE* can be set to the new state of polarisation by the external injection of electrons (Figure 1c). For some ferroelectrics, the polarisation charge densities which are actually available can amount to a plurality of  $10^{14}$  elementary charges per  $\text{cm}^2$ , corresponding to 10 to 100  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ . The attainable emission current density depends on the time in which reversal of polarisation can be effected. Current densities of  $10^5 \text{ A}/\text{cm}^2$  are achieved for sub-nanosecond reversal.

Rapid  $\vec{P}_s$  reversal is best achieved by the application of a high-voltage electrical pulse with a short rise time. The amplitude of the field which is thereby generated in the *FE* must exceed the coercive field strength under DC voltage conditions by a factor of at least 3. The more rapid is the rise time, the shorter the emitted particle pulse becomes, and the higher is its current density. Typical field strength values for reversal in the nanosecond range are greater than 100 kV/cm. Since the mechanism of  $\vec{P}_s$  reversal necessitates the prior removal of part of the screening charges *SE* and *SH* by the external field, via electrodes on the surface, but metal electrodes impede emission, an electrode which is partially permeable to the charge carriers has to be used on the emitting side of the *FE*. This can be accomplished by using a

grid electrode of arbitrary form (e.g. a punched grid or a strip grid), the conducting parts of which are coherent. With electrodes of this type,  $\bar{P}_s$  reversal is achieved without impeding the emission of particles. The original state of polarisation has to be restored before the next emission. This can be achieved by reversing the external electric field in the corresponding direction. Moreover, the screening charges which constitute the source for the next emission pulse have to be made available again, whether this is effected by surface leakage currents, or by compensation from the surrounding plasma or low-pressure gas, or by charge diffusion from the interior of the ferroelectric.

- 10 The particular advantages which are achieved by the invention are that emission current densities can be produced which are higher by orders of magnitude than those produced in conventional particle sources. This applies in particular to electron sources. Emission can be effected without the application of an external electric accelerating field. As distinct from conventional sources, the arrangement on which the invention is based does not require a high vacuum. The efficiency of conversion of the external field energy into polarisation energy and then into particle beam energy is close to 1. Secondary effects, such as heating or destruction of the surface material, are therefore slight and enable operation to be performed at a high pulse frequency. On account of the very rapid capacity for polarisation reversal of *FE* material (in less than one nsec), very short emission pulses can be achieved. The materials which can be used, which are either single crystals or polycrystalline ceramics made of *FE*, are generally insensitive, and are considerably more durable than conventional photocathode material. The use of a space charge-neutralising low-pressure plasma on the emission side of the *FE* body makes it possible to produce a particle beam which has a very low emittance. This is assisted by the low surface temperature, which determines the transverse distribution of the velocity of the particle stream and thus the emittance thereof.

The use of different geometric shapes of the *FE* body and of suitable beam diaphragms not only enables an individual axial beam of the desired cross-section to be emitted, but also enables multiple parallel beams to be produced, as well as beams with cross-sections of any type, e.g. hollow beams. *FE* layers of large surface area can be used for homogeneous volume pre-ionisation, e.g. in gas lasers and gas switches. The thickness of the *FE* layers is calculated from the electric fields which are necessary for the rapid reversal of polarisation.

The thinner is the *FE* material, the lower is the initial kinetic energy with which the emitted particles leave the surface.

Two arrangements are described in detail below which employ the above principle in somewhat different manners and with different objects. Both arrangements operate as shown in the diagram of Figure 2, and emit electrons.

The first arrangement consists of an anode (*A*) e.g. a grid, and of a plate-shaped *FE* body, the grid electrode of which forms the cathode of the system ( $G_p$ ).  $G_p$  is at a negative potential  $-HV$ , but is blocked from  $-HV$  by a high series resistance  $R_b$ . The other electrode of the *FE* is also at a negative voltage, but is at a voltage which is about 10 % higher than that of the grid  $G_p$ . The course of the potential is given by the single lines in Figure 2. The pre-polarisation which is necessary for emission is thereby produced. The capacitor  $C_s$ , which is connected to the back *FE* electrode and which closes the electrical circuit, has to store sufficient charges to accelerate the screening charges on the *FE* body.

The grid electrode on the emission side of the *FE* plate is then brought to the potential of the anode *A* with the aid of a rapid switch. The switch *FS* can be created in a time of 2 to 10 nsec by a low-pressure gas discharge, for example. Whilst the potential of  $G_p$  increases to that of *A* (see the double lines on the right of Figure 2), the potential on the back of *FE* remains fixed. In a few nanoseconds, the field over *FE* reaches more than 100 kV/cm in a direction opposite to the original field. This reversal of polarity occurs suddenly, and results in an explosion-like emission of electrons from the free portion of the *FE* surface. The space charge neutralisation due to the discharge plasma and the low surface temperature enable a beam of low emittance to be emitted. The beam conditions can be further adapted to the purpose of the application by an additional, external accelerating field. This arrangement is particularly suitable for the production of dense electron beams of high brilliance for injection into accelerators, microwave and X-ray tubes, etc. In the second arrangement, the gas discharge section is replaced by an external switch, e.g. a high voltage transistor. The requisite voltage for pre-polarisation is again determined by the choice of the *FE* layer thickness. However, the potential of the *FE* grid electrode can be brought to the potential of *A* by a high-voltage pulse, e.g. by coupling-in via a pulse separation transformer. With *FE* layers which are less than 5 mm thick, and using voltages of a few hundred volts, electron

emission can be produced which is homogeneous over the surface, for triggering high-power gas switches or for the pre-ionisation of excimers and other gas lasers.

5 With appropriate pre-polarisation, ion emission can also be produced with the two arrangements described above, even though the efficiency is lower than that for electrons. The potential distribution before the act of emission must be set accurately opposite to that which is valid for electrons. By selecting a ferroelectric with a high work function, the emission of the electrons which neutralise the spontaneous polarisation of the *FE* during pre-polarisation is impeded. A plasma on the side of the grid  $G_p$  which contains the type of ions  
10 which are to be emitted forms the basis for the partial neutralisation of the negative surface charge by positive ions.

The highest efficiency of all ion sources is achieved by a proton source comprising a highly ionised hydrogen plasma. Due to space charge acceleration, the ions also acquire sufficient  
15 energy to be able to pass through the plasma zone. Apart from this, further acceleration can be effected up to arbitrarily high energies.



## Claims

1. A pulsed particle source with a high beam intensity and a low emittance, consisting of a ferroelectric medium which bears opposite electrodes on both sides, of which the electrode situated on the emission side must be partly open, and consisting of an electrical circuit which firstly produces the correct pre-polarisation of the medium and secondly causes the rapid reversal of polarisation thereof, **characterised in that**

- a) the screening charges which are bound by the pre-polarisation are released and emitted free from a work function on the reversal of the spontaneous polarisation of the ferroelectric by an external high-voltage pulse,
- b) reversal of polarisation by the external high-voltage pulse occurs in a time interval of less than 100 nanoseconds, wherein the high-voltage pulse is coupled in either inductively or capacitively, or is brought by a short-circuiting element to the potential of an oppositely charged electrode.

2. A pulsed particle source according to claim 1, consisting of a ferroelectric with an open grid electrode which can be in contact with either with a high vacuum or with a low-pressure gas or -plasma, characterised in that

- a) the particles of the emitted beam are electrons,
- b) depending on the shape of the electrode (which must correspond to the surface shape of the ferroelectric) and on the choice of suitable beam diaphragms, concentrated individual or multiple beams with any cross-section are emitted.

3. A pulsed electron source according to claims 1 and 2, characterised in that

- a) the ferroelectric body is a layer of large surface area and of relatively low thickness (less than 1 mm),
- b) a wide, homogeneous electron beam is produced which has a relatively low kinetic energy (from about 100 volts to a few kilovolts) and which is particularly suitable for the pre-ionisation of a large volume of gas,
- c) a decelerating electrode is used instead of an accelerating electrode, in order to bring the kinetic energy of the emitted electrons into the most favourable range for gas ionisation.

4. A pulsed particle source according to claim 1, consisting of a ferroelectric body, one side of which is provided with an open electrode which must be in contact with a special, highly ionised, low-pressure plasma, characterised in that

- a) the particles of the emitted beam are ions, wherein the production of a proton beam from a hydrogen plasma has the highest efficiency,
- b) the ion beams are processed energetically by an external accelerating or decelerating electrode for further acceleration or for direct use (e.g. ion implantation in semiconductors).

2 pages of drawings herewith

Legend to Figure 1b): UMKEHR = REVERSAL

①9 BUNDESREPUBLIK  
DEUTSCHLAND



DEUTSCHES  
PATENTAMT

⑫ **Offenlegungsschrift**  
⑪ **DE 3833604 A1**

⑳ Aktenzeichen: P 38 33 604.9  
㉑ Anmeldetag: 3. 10. 88  
㉒ Offenlegungstag: 5. 4. 90

㉓ Int. Cl. 5:  
**H01J 33/00**  
H 05 H 1/26  
H 01 J 3/04  
H 01 J 3/02

DE 3833604 A1

㉔ Anmelder:  
Riege, Hans, Dr., 8220 Traunstein, DE

㉕ Erfinder:  
Riege, Hans, Dr., 8220 Traunstein, DE; Gundel,  
Hartmut, Dipl.-Phys., 8551 Waischenfeld, DE;  
Zioutas, Konstantin, Dr., Meyrin, Genf/Geneve, CH

㉖ Gepulste Teilchenquelle auf der Basis schnell umpolarisierbarer Ferroelektrika

DE 3833604 A1

Die Erfindung betrifft eine Quelle für gepulste Teilchenstrahlen nach dem Oberbegriff des Anspruchs 1.

Die Anwendung von Teilchenstrahlen in Wissenschaft und Technik ist weit verbreitet. Als Beispiele seien Elektronenstrahlen zur Erzeugung von elektromagnetischen Wellen in Senderöhren, Magnetrons, Klystrons, Röntgenröhren und freien Elektronenlasern genannt. In Beschleunigern werden Elektronenstrahlen zu wissenschaftlichen Zwecken und zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung benutzt. Zu erwähnen ist auch die Anwendung in der Materialbearbeitung zum Schweißen, Schneiden und Bohren. Elektronen sind zudem ein ausgezeichnetes Mittel zur Vorionisierung von Gaslasern (z. B. Excimerlaser) und anderen Gasentladungen (z. B. Hochleistungsniederdruckgasschalter).

Ionenstrahlen werden in Beschleunigern für wissenschaftliche und medizinische Zwecke (z. B. zur Bestrahlung von Tumoren) eingesetzt. Technische Anwendungen von Ionenstrahlen sind die Isotopenherstellung, die Leicht- und die Schwerionenfusion. Bei der Trägheitsfusion in Tokomaks werden Ionen in Neutralstrahlen umgewandelt, mit deren Hilfe des Fusionsplasma aufgeheizt wird.

Eine der herkömmlichen Methoden der Elektronenstrahlerzeugung stützt sich auf die Extraktion von festen Oberflächen, die negativ aufgeladen werden (Kathode). Der Zieheffekt des äußeren elektrischen Feldes wird unterstützt durch Aufheizen der Oberfläche (Thermionische Emission) oder über die lichtelektrische Anregung durch Beschuß mit kurzwelligem Licht (von Lasern oder Blitzlampen) oder durch Kombination der beiden letzteren Effekte. Die genannten Arten der Elektronenerzeugung werden entscheidend durch die Potentialverteilung an der Oberfläche des Festkörpers beeinflusst. In Fig. 1a ist z. B. die elektrische Potentialverteilung für einen metallischen Leiter (CO) gezeigt. Es ist bei der Emission eine Potentialschwelle oder Austrittsarbeit  $W$  von etwa 1 bis 10 eV (materialabhängig) zu überwinden, wenn die Elektronen aus dem Leitungsband (CB) kommen. Demzufolge müssen hohe elektrische Ziehfelder kombiniert mit hohen Oberflächentemperaturen oder empfindliche (Photokathoden-) Materialien mit niedriger Austrittsarbeit eingesetzt werden. Die erzielbaren Strahlstromdichten und Emittanzen werden dadurch entscheidend beeinträchtigt. Außerdem ist die Verwendung von Hochvakuum (Druck unter  $10^{-9}$  mbar) nötig, da sonst die Gasadsorption die Austrittsarbeit erhöht. Dies gilt speziell für Photokathoden, aus denen heute maximal, unter Laserbestrahlung 500 A/cm<sup>2</sup> extrahiert werden können.

Eine zweite Methode der Elektronenstrahlerzeugung ist ihre Extraktion aus einem Niederdruckplasma. Als Beispiel sei die Pseudofunkenquelle genannt (Patentschrift DE 28 04 393 C2). Mit dieser Quelle können 30 bis 40 keV Elektronenstrahlen mit Stromdichten von  $10^5$  A/cm<sup>2</sup> und Emittanzen von  $10^{-6}$  mrad erzielt werden. Die Anwendbarkeit dieser Anordnung ist beschränkt, da eine Weiterbeschleunigung dieser Elektronenstrahlen bis heute nicht gelungen ist.

Als letzte Methode sei die Feldemission von Elektronen, z. B. im Feldemissionselektronenmikroskop, zitiert.

Auch Ionen werden normalerweise aus einem Niederdruckplasma oder einer Bogenentladung mittels eines Ziehfeldes abgesaugt. Die hohe Masse der Ionen führt jedoch zu einer großen Stahlemitanz, d. h. zu einer schlechten Brillanz. Auch die Stromdichten liegen

niedriger als bei Elektronen.

Es besteht ein erhebliches Interesse in allen der genannten Anwendungsbereiche, die Intensität (Stromdichte) und Qualität (Emittanz) der Teilchenquellen zu verbessern. Bei den konventionellen Methoden ist der weitere Fortschritt durch die Amplituden der anwendbaren elektrischen Felder, die verträglichen Oberflächentemperaturen, sowie beim Photoeffekt durch die Quantenausbeute und die Oberflächenempfindlichkeit beschränkt. Eine Methode, die nicht durch die Existenz einer Potentialschwelle an der Oberfläche behindert ist, kann deswegen größenordnungsmäßige Verbesserungen bringen.

Die Erfindung betrifft weder eine Teilchenquelle, die nach dem Prinzip der Teilchenextraktion aus Oberflächen über eine Potentialschwelle hinweg arbeitet, noch eine Quelle, bei der die Teilchen allein aus einem ionisierten Gasvolumen abgesaugt werden. Der Erfindung liegt vielmehr ein Verfahren zugrunde, welches Teilchenemission von der Oberfläche ferroelektrischer Materialien ermöglicht, ohne daß eine Austrittsarbeit zu leisten ist. Allgemeine Verfahren dieser Art sind in der nationalen Patentanmeldung, Registriernummer 88 08 636, am INPI, Paris, Frankreich, niedergelegt. Die Erfindung definiert Anordnungen, die gepulste Teilchenstrahlung für die beschriebenen Anwendungszwecke erzeugen können. Ein ferroelektrischer Körper polarisiert elektrisch spontan auch ohne Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes (siehe z. B. Monograph on Physics: "Principles and Applications of Ferroelectrics and Related Materials", M.E. Lines and A.M. Glass, Clarendon Press, Oxford, 1977). Sowohl bei Einkristallen als auch bei vierkristallinem Material (z. B. Perovskitkeramik) kann die mittlere spontane Polarisierung  $\bar{P}_s$  in einer bestimmten Richtung, z. B. senkrecht zur Oberfläche des Körpers erzeugt werden (linker Teil von Fig. 1b). Die Polarisierung  $\bar{P}_s$  ist gekoppelt mit einer gleichgroßen Oberflächenladungsdichte, dargestellt durch die fetten Plus- und Minuszeichen in Fig. 1b. Die bei Ferroelektrika (FE) auftretenden Ladungsdichten sind so hoch, daß sofortige Neutralisation durch äußere und innere Ladungsträger (z. B. Elektronen SE oder Elektronenlöcher SH) auftritt. Die Bindungsenergie  $A$  von Elektronen an die Oberfläche ist in diesem Fall erheblich geringer als die Austrittsarbeit  $W$  bei Photokathoden oder Metallen.

Gelingt es nun, die Polarisierung  $\bar{P}_s$  schnell umzukehren, so werden die Abschirmladungen SE und SH momentan freigesetzt. Ohne von einer Potentialschwelle behindert zu sein, stoßen sich die Abschirmelektronen sozusagen selbst von der Oberfläche ab, während die andere Seite des FE sich durch Elektroneninjektion von außen auf den neuen Polarisationszustand einstellen kann (Fig. 1c). Die tatsächlich zur Verfügung stehenden Polarisationsladungsdichten können bei manchen Ferroelektrika mehrere  $10^{14}$  Elementarladungen pro cm<sup>2</sup> betragen, entsprechend 10 bis 100  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ . Die erreichbare Emissionsstromdichte hängt von der Zeit ab, in der Polarisationsumkehr bewerkstelligt werden kann. Bei Subnanosekunden-Umkehr werden Stromdichten von  $10^5$  A/cm<sup>2</sup> erzielt.

Die schnelle  $\bar{P}_s$ -Umkehr wird am besten durch Anlegen eines elektrischen Hochspannungspulses mit kurzer Anstiegszeit erreicht. Die Amplitude des dadurch im FE erzeugten Feldes muß die Koerzitivfeldstärke unter Gleichspannungsbedingungen mindestens um einen Faktor 3 übersteigen. Je schneller die Anstiegszeit desto kürzer wird der emittierte Teilchenpuls und desto höher seine Stromdichte. Typische Feldstärkenwerte für die

Umkehr im Nanosekundenbereich liegen über 100 kV/cm. Da der Mechanismus der  $\bar{P}$ -Umkehr die vorherige Entfernung eines Teiles der Abschirm Ladungen  $SE$  und  $SH$  durch das äußere Feld über Elektroden auf der Oberfläche erfordert, Metallelektroden jedoch die Emission behindern, ist auf der emittierenden Seite des  $FE$  eine für die Ladungsträger teilweise durchlässige Elektrode zu verwenden. Dies kann durch eine Gitterelektrode beliebiger Form (z. B. Lochgitter, Streifengitter), deren leitenden Teile zusammenhängen, bewerkstelligt werden. Mit derartigen Elektroden gelingt die  $\bar{P}$ -Umkehr ohne Behinderung der Teilchenemission. Der ursprüngliche Polarisationszustand muß vor dem nächsten Emissionsakt wiederhergestellt werden. Dies kann durch Umkehrung des äußeren elektrischen Feldes in die entsprechende Richtung geschehen. Außerdem müssen die Schirmladungen, welche die Quelle für den nächsten Emissionspuls darstellen, wieder bereitgestellt werden, sei es durch Oberflächenkriechströme, durch Kompensation aus einem umgebenden Plasma oder Niederdruckgas oder durch Ladungsdiffusion aus dem Inneren des Ferroelektrikums heraus.

Die mit der Erfindung erzielten Vorteile bestehen insbesondere darin, daß Emissionsstromdichten um zwei Größenordnungen höher als in herkömmlichen Teilchenquellen erzeugt werden können. Dies gilt besonders für die Elektronenquellen. Die Emission kann ohne Anlegen eines äußeren elektrischen Ziehfeldes bewerkstelligt werden. Anders als bei konventionellen Quellen erfordert die der Erfindung zugrundeliegende Anordnung kein Hochvakuum. Der Wirkungsgrad der Umwandlung von äußerer Feldenergie in Polarisationsenergie und dann in Teilchenstrahlenenergie liegt nahe bei 1. Sekundäreffekte, wie Erhitzung oder Zerstörung des Oberflächenmaterials sind daher klein und erlauben den Betrieb mit hoher Pulsfrequenz. Wegen der sehr schnellen Umpolarisierbarkeit von  $FE$ -Material (in weniger als 1 nsec) sind sehr kurze Emissionspulse erzielbar. Die verwendbaren Materialien, entweder Einkristalle oder vielkristalline Keramiken aus  $FE$ , sind generell unempfindlich und erheblich haltbarer als gewöhnliches Photokathodenmaterial. Die Verwendung eines raumladungsneutralisierenden Niederdruckplasmas auf der Emissionsseite des  $FE$ -Körpers ermöglicht die Produktion eines Teilchenstrahls mit sehr niedriger Emittanz. Dies wird unterstützt durch die niedrige Oberflächentemperatur, welche die transversale Geschwindigkeitsverteilung des Teilchenstrahls und damit seine Emittanz bestimmt.

Die Verwendung verschiedener geometrischer Formen des  $FE$ -Körpers und geeigneter Strahlblenden gestattet nicht nur die Emission eines einzelnen axialen Strahls vom gewünschten Querschnitt, sondern auch die Erzeugung von multiplen Parallelstrahlen, sowie von Strahlen mit Querschnitten beliebiger Art, z. B. Hohlstrahlen. Großflächige  $FE$ -Schichten können zur homogenen Volumenvorionisierung, z. B. in Gaslasern und Gasschaltern verwendet werden. Die Dicke der  $FE$ -Schichten errechnet sich aus den zur schnellen Polarisationsumkehr nötigen elektrischen Feldern. Je dünner das  $FE$ -Material umso geringer ist die kinetische Anfangsenergie mit der die emittierten Teilchen die Oberfläche verlassen.

Im folgenden werden zwei Anordnungen näher beschrieben, welche das obige Prinzip jeweils in etwas verschiedener Art und mit verschiedener Zielsetzung realisieren. Beide Anordnungen arbeiten nach dem Schema von Fig. 2 und sollen Elektronen emittieren.

Die erste Anordnung besteht aus einer Anode ( $A$ ), z. B. auch ein Gitter, und einem scheibenförmigen  $FE$ -Körper, dessen Gitterelektrode die Kathode des Systems bildet ( $G_p$ ).  $G_p$  liegt auf einem negativen Potential  $-HV$ , wird jedoch durch einen hohen Serienwiderstand  $R_B$  gegen  $-HV$  blockiert. Auch die andere Elektrode des  $FE$  liegt auf negativer Spannung, jedoch um etwa 10% höher als das Gitter  $G_p$ . Der Potentialverlauf ist durch die einfachen Linien in Fig. 2 wiedergegeben. Dadurch wird die zur Emission nötige Vorpolarisation erzeugt. Der mit der rückwärtigen  $FE$ -Elektrode verbundene Kondensator  $C_s$ , welcher den elektrischen Schaltkreis schließt, muß genügend Ladungen zum Abziehen der Schirmladungen auf dem  $FE$ -Körper speichern.

Die Gitterelektrode auf der Emissionsseite der  $FE$ -Scheibe wird nun mit Hilfe eines schnellen Schalters auf das Potential der Anode  $A$  gebracht. Der Schalter  $FS$  kann z. B. durch eine Niederdruckgasentladung in einer Zeit von 2 bis 10 nsec realisiert werden. Während das Potential von  $G_p$  auf jenes von  $A$  ansteigt (siehe Doppellinien rechts in Fig. 2), bleibt das Potential auf der Rückseite von  $FE$  stationär. Das Feld über  $FE$  erreicht in wenigen Nanosekunden mehr als 100 kV/cm entgegengesetzt zum ursprünglichen Feld. Die Umpolung setzt schlagartig ein und führt zu einer explosionsartigen Elektronenemission von dem freien Anteil der  $FE$ -oberfläche. Die Raumladungskompensation durch das Entladungsplasma und die geringe Oberflächentemperatur ermöglichen die Emission eines Strahls mit niedriger Emittanz. Durch ein zusätzliches externes Ziehfeld können die Strahlbedingungen weiter dem Anwendungszweck angepaßt werden. Diese Anordnung eignet sich besonders zur Erzeugung von dichten Elektronenstrahlen hoher Brillanz für die Injektion in Beschleuniger, Mikrowellen- und Röntgenröhren, etc. Bei der zweiten Anordnung wird die Gasentladungsstrecke durch einen externen Schalter, z. B. einen Hochspannungs-Transistor ersetzt. Die erforderliche Spannung zum Vorpolarisieren wird wieder durch die Wahl der  $FE$ -Schichtdicke bestimmt. Das Potential der  $FE$ -Gitterelektrode kann aber auch durch einen Hochspannungspuls auf das Potential von  $A$  gebracht werden, z. B. durch Einkoppeln über einen Pulstrenntransformator. Bei  $FE$ -Schichten mit weniger als 5 mm Dicke läßt sich mit Spannungen von wenigen hundert Volt eine flächhaft homogene Elektronenemission zum Triggern von Hochleistungsgasschaltern oder zum Vorionisieren von Excimer- und anderen Gaslasern erzeugen.

Bei entsprechender Vorpolarisierung kann man mit beiden oben beschriebenen Anordnungen auch Ionenemission erzeugen, wenn auch mit geringerem Wirkungsgrad als im Fall von Elektronen. Die Potentialverteilung vor dem Emissionsakt hat dabei der für Elektronen gültigen genau entgegengesetzt zu sein. Durch Auswahl eines Ferroelektrikums mit hoher Austrittsarbeit wird bei der Vorpolarisierung die Emission von Elektronen, welche die spontane Polarisation des  $FE$  kompensieren, behindert. Ein Plasma auf der Seite des Gitters  $G_p$ , welches diejenige Ionenart enthält, die zur Emission gelangen soll, ist die Basis für die teilweise Kompensation der negativen Oberflächenladung mit positiven Ionen.

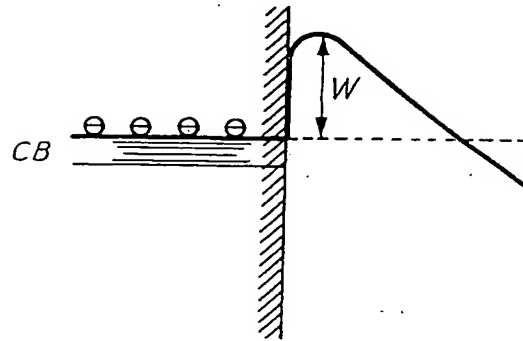
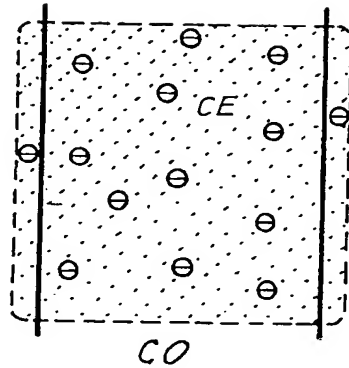
Den höchsten Wirkungsgrad unter allen Ionenquellen erreicht dabei die Protonenquelle mit einem hochionisiertem Wasserstoffplasma. Auch die Ionen erreichen durch Raumladungsbeschleunigung genügend Energie, um die Plasmazone durchqueren zu können. Außerhalb davon kann eine Weiterbeschleunigung auf beliebig hohe Energien erfolgen.

## Patentansprüche

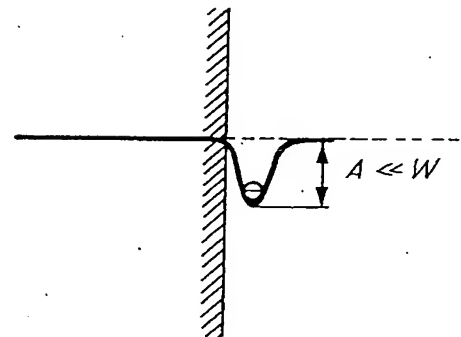
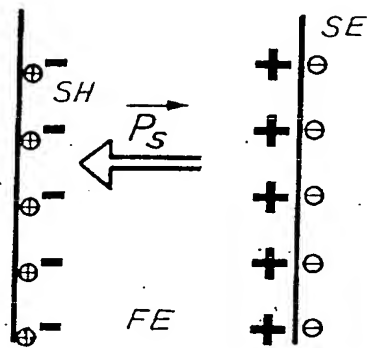
Hierzu 2 Seite(n) Zeichnungen

1. Gepulste Teilchenquelle mit hoher Strahlintensität und geringer Emittanz, bestehend aus einem ferroelektrischen Medium, welches beidseitig gegenüberliegende Elektroden trägt, von denen die auf der Emissionsseite liegende teilweise durchbrochen sein muß und einem elektrischen Schaltkreis, welcher einerseits die richtige Vorpolarisierung des Mediums, andererseits seine schnelle Polarisationsumkehr herbeiführt, gekennzeichnet dadurch, daß
  - a) die durch die Vorpolarisierung gebundenen Abschirmladungen austrittsarbeitsfrei bei der Umkehr der spontanen Polarisierung des Ferroelektrikums durch einen externen Hochspannungspuls freigesetzt und emittiert werden,
  - b) die Umpolarisierung durch den äußeren Hochspannungspuls in einem Zeitintervall unter 100 Nanosekunden stattfindet, wobei der Hochspannungspuls entweder induktiv oder kapazitiv eingekoppelt wird, oder durch eine Kurzschlußschaltung auf das Potential einer entgegengesetzt geladenen Elektrode gebracht wird.
2. Gepulste Teilchenquelle nach Anspruch 1, bestehend aus einem Ferroelektrikum mit durchbrochener Gitterelektrode, welche sich entweder mit Hochvakuum oder mit einem Niederdruckgas oder -plasma in Kontakt befinden kann, gekennzeichnet dadurch, daß
  - a) die Teilchen des emittierten Strahls Elektroden sind,
  - b) je nach Elektrodenform (die der Oberflächenform des Ferroelektrikums entsprechen muß), und nach Wahl von geeigneten Strahlblenden gebündelte Einzel- oder Mehrfachstrahlen mit beliebigem Querschnitt emittiert werden.
3. Gepulste Elektronenquelle nach Ansprüchen 1 und 2, gekennzeichnet dadurch, daß
  - a) der ferroelektrische Körper eine flächenmäßig große Schicht von verhältnismäßig geringer Dicke (unter 1 mm) ist,
  - b) eine breitflächige, homogene Elektronenabstrahlung mit verhältnismäßig geringer kinetischer Energie (von etwa 100 Volt bis zu einige Kilovolt) erzeugt wird, die sich gut zum Vorionisieren größerer Gasvolumina eignet,
  - c) anstelle einer beschleunigenden Ziehelektrode eine Abbremsselektrode verwendet wird, um die kinetische Energie der emittierten Elektronen in den für Gasionisation günstigsten Bereich zu bringen.
4. Gepulste Teilchenquelle nach Anspruch 1, bestehend aus einem ferroelektrischen Körper, dessen eine Seite mit einer durchbrochenen Elektrode versehen ist, die sich mit einem speziellen, hochionisierten Niederdruckplasma in Kontakt befinden muß, gekennzeichnet dadurch, daß
  - a) die Teilchen des emittierten Strahls Ionen sind, wobei die Erzeugung von Protonenstrahlen aus einem Wasserstoffplasma den größten Wirkungsgrad besitzt,
  - b) die Ionenstrahlen durch eine äußere Zieh- oder Bremsselektrode energetisch zur Weiterbeschleunigung oder zur direkten Verwendung (z. B. Ionenimplantation in Halbleitern) vorbereitet werden.

FIG. 1

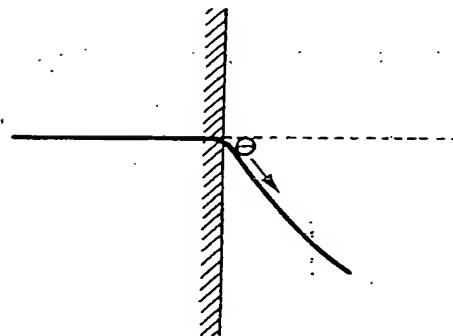
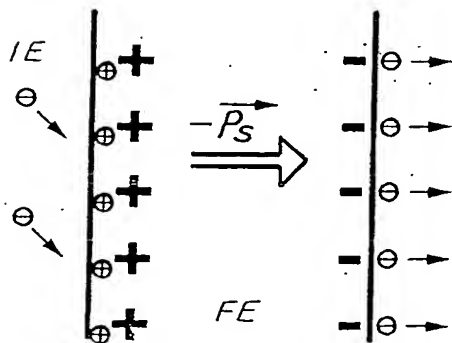


a)



b)

$\vec{P}_s \rightarrow$  UMKEHR



c)

FIG. 2

